

УДК 535.3

БЕЗДИФРАКЦИОННЫЕ ИМПУЛЬСЫ ЭЙРИ–БЕССЕЛЯ В ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ С УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

© 2022 г. Ю. В. Двужилова¹, И. С. Двужиллов¹, *, И. А. Челнынецв¹,
Т. Б. Шилов¹, М. Б. Белоненко¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Волгоградский государственный университет”, Волгоград, Россия

*E-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru

Поступила в редакцию 24.12.2021 г.

После доработки 17.01.2022 г.

Принята к публикации 21.02.2022 г.

Выполнено численное исследование эволюции трехмерных бездифракционных предельно коротких оптических импульсов Эйри–Бесселя в среде, имеющей периодический показатель преломления (фотонный кристалл) на основе углеродных нанотрубок. Установлено, что такие импульсы распространяются в среде стабильно. Учтено влияние внешнего электрического поля, приложенного параллельно оси углеродных нанотрубок. Установлены зависимости динамики импульса от параметров модуляции фотонного кристалла.

DOI: 10.31857/S0367676522060114

ВВЕДЕНИЕ

В рамках нелинейной оптики существует большое количество оптических импульсов, профиль интенсивности которых поперечно ускоряется с течением времени. Центр тяжести таких импульсов движется прямолинейно, однако, волновой фронт следует изогнутой траектории. Такое свойство вызывает большой интерес среди исследователей. Это свойство справедливо для любой системы, где взаимодействие с внешним объектом зависит от структуры поля волнового пакета, а не от траектории, связанной с центром масс импульса. Импульсы, удовлетворяющие этому условию, имеют название – бездифракционные импульсы Эйри, которые получены экспериментально в 2007 году [1, 2], почти через 30 лет после пионерской работы Берри и Балаза [3].

Особый интерес представляет исследование распространения таких импульсов в нелинейной среде, имеющей пространственно переменный показатель преломления вдоль направления распространения импульса, такие среды принято называть фотонными кристаллами [4]. В качестве материала для построения фотонного кристалла могут выступать углеродные нанотрубки, обладающие уникальными физико-химическими свойствами [5, 6].

Все вышеперечисленные аргументы и послужили стимулом для написания данной статьи.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Геометрическая модель исследуемой задачи рассматривается в следующем виде: периодичность показателя преломления фотонного кристалла совпадает с направлением распространения импульса (ось Z). Ось углеродных нанотрубок, электрическое поле и ток направлены перпендикулярно направлению распространения импульса (ось Y). Отметим, что в работе использовано приближение сплошной среды, поскольку размеры нанотрубок на несколько порядков меньше размера области локализации электрического поля импульса.

Для описания динамики импульса, используем уравнения Максвелла в калибровке Кулона:

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial z^2} - \frac{n^2(z)}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}(\vec{A}) = 0; \quad (1)$$

здесь $\vec{A} = (0, A(x, y, z, t), 0)$ – вектор-потенциал электрического поля импульса; $n(z) = 1 + \mu \cos(2\pi z/\chi)$ – периодический показатель преломления фотонного кристалла (μ – глубина модуляции показателя преломления, χ – период модуляции показателя преломления); c – скорость света; $\vec{j} = (0, j(x, y, z, t), 0)$ – плотность электрического тока.

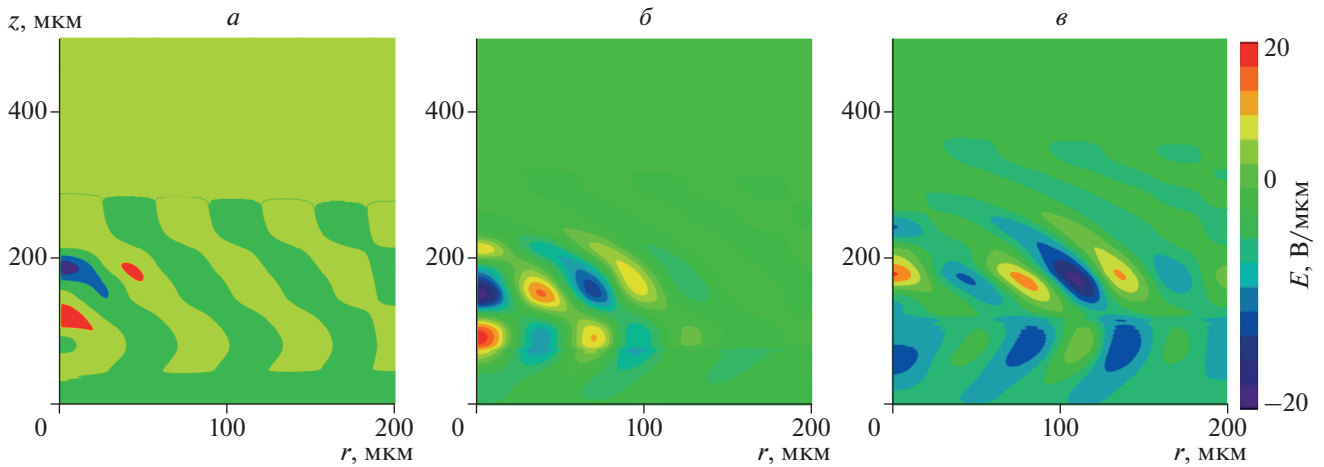


Рис. 1. Эволюция трехмерного бездифракционного предельно короткого оптического импульса Эйри–Бесселя в фотонном кристалле из углеродных нанотрубок под действием внешнего электрического поля в фиксированный момент времени: 5 (а), 10 (б) и 15 пс (е).

Плотность тока, который образуется благодаря взаимодействию поля импульса с электронами в зоне проводимости нанотрубок, имеет вид [7]:

$$j = 2e \sum_{s=1}^m \int_{ZB} v_s(p) \cdot f(p, s) dp \quad (2)$$

здесь e – заряд электрона; $v_s(p) = \frac{\partial \varepsilon_s(p)}{\partial p}$ – групповая скорость электронов; $\varepsilon_s(p)$ – закон дисперсии π -электронов в полупроводниковых нанотрубках [8]; $f(p, s)$ – функция распределения, которая в начальный момент времени совпадает с функцией распределения Ферми; p – квазиимпульс электронов; $s = 1, \dots, m$; m – количество гексагонов по периметру нанотрубки; ZB – первая зона Бриллюэна.

Поскольку исследуемая задача предполагает сохранение цилиндрической симметрии, т.е. мы пренебрегаем угловой производной [9]. Таким образом, с учетом уравнения (2), получим эффективное уравнение на вектор-потенциал электрического поля трехмерного бездифракционного импульса Эйри–Бесселя в фотонном кристалле на основе углеродных нанотрубок, в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A}{\partial r} \right) - \frac{n^2(z)}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{4en_0\gamma_0 a}{c} \times \sum_{q=1} b_q \cos\left(\frac{aeqA}{c}\right) \frac{aeq}{c} = 0, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (3)$$

$$b_q = \sum_{s=1} a_{sq} \int_{ZB} \cos(pq) \frac{\exp\left\{-\frac{\varepsilon_s(p)}{k_B T}\right\}}{1 + \exp\left\{-\frac{\varepsilon_s(p)}{k_B T}\right\}} dp$$

здесь n_0 – концентрация электронов; a_{sq} – коэффициенты разложения закона дисперсии элект-

тронов в ряд Фурье [10]; k_B – постоянная Больцмана; T – температура.

Начальные условия на вектор-потенциал задаются в виде функции Эйри–Бесселя и имеют вид:

$$A(z, r, t = 0) = QR \left\{ \frac{z - z_0}{\gamma_z} + k \left(\frac{z - z_0}{\gamma_z} \right)^2 \right\} \times \times J_0 \left(\frac{r}{\gamma_r} \right) \exp \left(-\frac{r}{\gamma} \right), \quad \frac{dA(z, r, t = 0)}{dt} = = Q \frac{d}{dt} R \left\{ \frac{z - z_0 - ut'}{\gamma_z} + k \left(\frac{z - z_0 - ut'}{\gamma_z} \right)^2 \right\} \Big|_{r=0} \times \times J_0 \left(\frac{r}{\gamma_r} \right) \exp \left(-\frac{r}{\gamma} \right), \quad R(x) = \int_x^\infty Ai(y) dy \quad (4)$$

здесь Q – амплитуда импульса; γ_z, γ_r – ширины импульса в направлении z и r соответственно, u – начальная скорость импульса, k – параметр Эйри импульса, γ – параметр обрезания, который вводится для того, чтобы импульс был физически реализуемым и нес конечную энергию, J_0 – функция Бесселя первого рода.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Эффективное уравнение на вектор-потенциал трехмерного бездифракционного предельно короткого оптического импульса Эйри–Бесселя решалось численно с использованием схемы типа “крест” [11].

Результаты эволюции импульса при его распространении в фотонном кристалле из полупроводниковых углеродных нанотрубок, в присутствии внешнего электрического поля, показаны на рис. 1. Видно, что бездифракционный импульс Эйри–Бесселя стабильно распространяется в

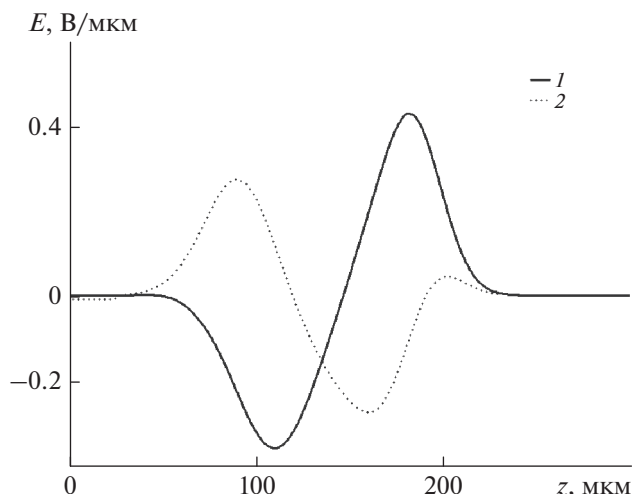


Рис. 2. Зависимость напряженности электрического поля импульса от координаты (продольный срез импульса) в присутствии внешнего электрического поля (1) и в его отсутствие (2).

среде фотонного кристалла во внешнем электрическом поле. Энергия импульса остается локализованной в ограниченной области пространства. Большая часть энергии продолжает концентрироваться в центральной части импульса, хотя из-за дифракции наблюдается небольшое расширение. Следует обратить внимание на то, что форма импульса меняется, вследствие, взаимодействия с нелинейной средой.

Далее мы рассмотрели картину распространения импульса в фиксированный момент времени 5 пс при различных значениях внешнего электрического поля (рис. 2). Влияние внешнего элек-

трического поля сводится к изменению формы, огибающей импульса. Энергия перекачивается на передний фронт, при этом происходит увеличение амплитуды импульса на переднем фронте. Как и следовало ожидать, неоднородность фотонного кристалла в значительной степени влияет на форму импульса, а именно на его сглаживание.

Далее было рассмотрено влияние параметров модуляции показателя преломления фотонного кристалла из углеродных нанотрубок на динамику бездифракционного импульса Эйри–Бесселя (рис. 3). Момент времени, при котором происходит сравнение, равен 5 пс.

Глубина модуляции показателя преломления фотонного кристалла из углеродных нанотрубок (рис. 3б) оказывает значительное влияние на форму трехмерного бездифракционного предельно короткого оптического импульса Эйри–Бесселя. Видно, что с увеличением глубины модуляции импульс сужается, также имеет место незначительное уменьшение групповой скорости волнового пакета импульса. Таким образом, можно говорить о возможности стабилизировать форму импульса за счет изменения параметров модуляции показателя преломления фотонного кристалла. Полученный результат может быть полезен для практических приложений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распространение трехмерного бездифракционного импульса Эйри–Бесселя в фотонном кристалле из углеродных нанотрубок является устойчивым, как в присутствии внешнего электрического поля, так и без него. Глубина модуляции показателя преломления фотонного кристалла

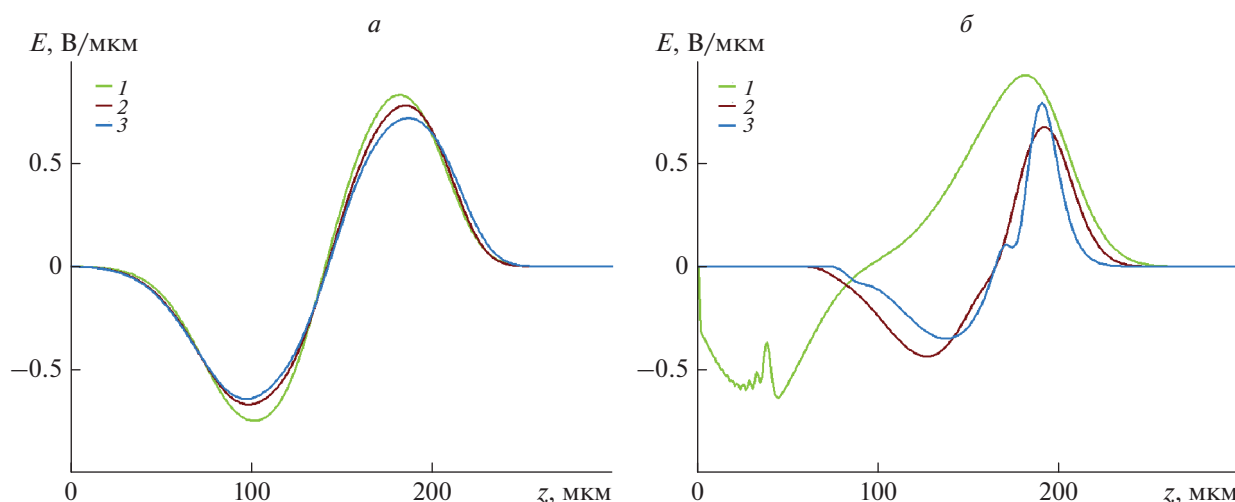


Рис. 3. Продольные срезы бездифракционного импульса Эйри–Бесселя при $r = 0$ в фотонном кристалле из УНТ в зависимости от параметров показателя преломления: периода модуляции (а): 2.5 (1), 5 (2) и 10 мкм (3); глубины модуляции (б): 0.1 (1), 0.4 (2) и 0.7 (3).

оказывает существенное влияние на форму огибающей импульса, сужая его.

Двужилова Ю.В., Двужиллов И.С. выражают благодарность Министерству науки и высшего образования РФ за финансовую поддержку в рамках Гранта Президента РФ (проект МК-2089.2021.1.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Siviloglou G.A., Christodoulides D.N.* // Opt. Lett. 2007. V. 32. P. 979.
2. *Siviloglou G.A., Broky J., Dogariu A., Christodoulides D.N.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. Art. No. 213901.
3. *Berry M.V., Balazs N.L.* // Amer. J. Phys. 1979. V. 47. P. 264.
4. *Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В.* Оптика реальных фотонных кристаллов. Жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд. СО РАН, 2005. 209 с.
5. *Харрис П.* Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века. М.: Техносфера, 2003. 336 с.
6. *Дьячков П.Н.* Углеродные нанотрубки: строение, свойства, применения. М.: Бином. Лаборатория знаний, 2005. 196 с.
7. *Belonenko M.B., Demushkina E.V., Lebedev N.G.* // J. Russ. Laser. Res. 2006. V. 27. P. 457.
8. *Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Eklund P.C.* Science of fullerenes and carbon nanotubes. San Diego: Academic Press, 1996. 965 p.
9. *Zhukov A.V., Bouffanais R., Malomed B.A. et al.* // Phys. Rev. A. 2016. V. 94. No. 5. Art. No. 053823.
10. *Belonenko M.B., Dvuzhilov I.S., Nevzorova Y.V., Tuzalina O.* // J. Nano- Electron. Phys. 2016. V. 8. No. 3. Art. No. 03042.
11. *Бахвалов Н.С.* Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения). М.: Наука, 1975. 632 с.

Diffraction-free Airy-Bessel pulses in a photonic crystal with carbon nanotubes

Yu. V. Dvuzhilova^a, I. S. Dvuzhilov^{a, *}, I. A. Chelnyntsev^a, T. B. Shilov^a, M. B. Belonenko^a

^a *Volgograd State University, Volgograd, 400062 Russia*

^{*}*e-mail: dvuzhilov.ilya@volsu.ru*

We studied theoretically and numerically the evolution of three-dimensional diffraction-free extremely short Airy–Bessel optical pulses in a medium with a periodic refractive index (photonic crystal) based on carbon nanotubes. It was found that such pulses propagate stably in the medium. The external electric field applied parallel to the axis of carbon nanotubes is taken into account. The dependences of the pulse dynamics on the modulation parameters of the photonic crystal are established.